

**Untersuchung isobarer Analogzustände  
oberhalb der  $N = 50$  Schale mit polarisierten  
Protonen und Deuteronen**

von  
**Klaus Wienhard**  
aus  
**Nürnberg**



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

[https://archive.org/details/IA41546218\\_0082](https://archive.org/details/IA41546218_0082)

**Untersuchung isobarer Analogzustände  
oberhalb der  $N = 50$  Schale mit polarisierten  
Protonen und Deuteronen**

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg  
zur  
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt  
von  
**Klaus Wienhard**  
aus  
**Nürnberg**

Als Dissertation genehmigt  
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Erlangen - Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 23. Juli 1969

Dekan:                      Universitätsprofessor Dr. H. Wegener

Berichterstatter: Priv.-Doz. Dr. G. Clausnitzer

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Herrn Professor Dr. R. Fleischmann danke ich für die Möglichkeit, an seinem Institut diese Arbeit durchzuführen und für sein stetes Interesse an ihrem Fortgang.

Bei Herrn Priv.-Doz. Dr. G. Clausnitzer möchte ich mich für die sorgfältige Anleitung und die vielen Anregungen und Hinweise herzlich bedanken.

Herrn Dr. G. Graw danke ich für viele wertvolle Diskussionen. Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe polarisierte Teilchen bin ich für die kameradschaftliche Hilfsbereitschaft zu Dank verpflichtet.

| <u>Inhaltsverzeichnis</u>                                                                                      | <u>Seite</u> |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------|
| I. Zusammenfassung                                                                                             | 1            |
| II. Einleitung                                                                                                 | 2            |
| III. Experimentelle Anordnung                                                                                  | 5            |
| IV. Analyse                                                                                                    | 7            |
| V. Ergebnisse und Diskussion der<br>elastischen Streuung                                                       | 12           |
| VI. Inelastische Resonanzstreuung an $^{90}\text{Zr}$                                                          | 21           |
| VII. Eine Anomalie in der Analysierstärke<br>der $^{90}\text{Zr}(\text{d}, \text{p}_0)^{91}\text{Zr}$ Reaktion | 25           |

## I. Zusammenfassung

Es wurden Messungen der Analysierstärke bei der elastischen Streuung polarisierter Protonen an den Spin 0 Kernen  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$  und  $^{94}\text{Zr}$  im Bereich der Analogresonanzen durchgeführt. Die beobachteten Resonanzen in den hochangeregten Compoundkernen  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{91}\text{Nb}$ ,  $^{93}\text{Nb}$  und  $^{95}\text{Nb}$  sind isobarisch analog zum Grundzustand und den tiefliegenden angeregten Zuständen in  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Zr}$  und  $^{95}\text{Zr}$ .

Aus dem Energieverhalten der Analysierstärke im Bereich einer Resonanz mit dem Bahndrehimpuls 1 kann entschieden werden, ob der Gesamtdrehimpuls  $J = 1 + 1/2$  oder  $1 - 1/2$  ist. Bei den vier untersuchten Kernen konnten so für insgesamt 19 Niveaus J-Werte zugeordnet werden.

Messungen der Analysierstärke der inelastisch zum ersten angeregten  $0^+$  Niveau in  $^{90}\text{Zr}$  gestreuten Protonen im Bereich einer Analogresonanz in  $^{91}\text{Nb}$  zeigen, daß nur ein Bruchteil des direkten Anteils mit dem resonanten Anteil der inelastischen Streuung interferiert.

Weiterhin wurde mit vektorpolarisierten Deuteronen die Reaktion  $^{90}\text{Z}(d,p_0)^{91}\text{Zr}$  in der Umgebung der (d,n)-Schwelle zum Analogzustand von  $^{91}\text{Zr}$  (Grundzustand) in  $^{91}\text{Nb}$  durchgeführt. Die Anregungsfunktionen der Analysierstärke für die (d,p) Reaktion zeigen eine abrupte Änderung in ihrem Verhalten an dieser Schwelle.

## II. Einleitung

Die Existenz isobarer Analogzustände folgt aus der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte. Ein Zustand mit der Isospinquantenzahl  $T$  tritt in  $2T + 1$  isobaren Kernen auf, deren Neutronen und Protonenzahl  $(N, Z)$  durch die Quantenzahl  $T_z = \frac{N-Z}{2} = T, T-1, \dots, -T$  gegeben ist. Solche Isobaren-Multipletts sind bei leichten Kernen, z.B. bei den Spiegelnukleonen  $^{13}\text{C}$  und  $^{13}\text{N}$ , seit langem bekannt, bei schweren Kernen wurden Analogzustände zum ersten Mal von Anderson und Wong [1] bei  $(p, n)$  Reaktionen beobachtet. 1963 entdeckten Fox und Mitarbeiter [2], daß isobare Analogzustände auch als Compound Resonanzen bei elastischer Protonenstreuung beobachtet werden können. In Abbildung 1 sind die Energiebeziehungen zwischen dem Targetkern, den beiden isobaren Kernen und den Analogzuständen schematisch am Beispiel der  $^{90}\text{Zr}(p, p)^{90}\text{Zr}$  Reaktion dargestellt. Der mit  $|C\rangle$  bezeichnete Targetkern  $^{90}\text{Zr}$  ("core") hat im Grundzustand den Isospin  $T = T_z = T_c$ . Der Compoundkern  $|Cp\rangle$ , hier  $^{91}\text{Nb}$ , hat  $T_z = T_c - \frac{1}{2}$ . Im Kontinuum der sehr dicht liegenden und stark überlappenden Zustände mit Isospin  $T = T_c - \frac{1}{2}$  liegen die  $T = T_c + \frac{1}{2}$  Resonanzzustände, die isobar analog zu den tiefliegenden  $^{91}\text{Zr}$  Zuständen mit dem Isospin  $T = T_z = T_c + \frac{1}{2}$  im  $|Cn\rangle$  System sind. Infolge der Coulombenergie  $E_c$  und der unterschiedlichen Masse von Proton und Neutron liegen die Zustände mit größerem  $T_z$  tiefer. Für die Energiedifferenz  $\Delta$  benachbarter Kerne gilt:

$$\Delta = \Delta E_c - (m_n - m_p) c^2.$$

Wo  $\Delta E_c$  der Unterschied von  $E_c$  zwischen dem  $|Cn\rangle$  und  $|Cp\rangle$  System ist.

Die  $T = T_c + \frac{1}{2}$  Resonanzzustände werden infolge der Interferenz von Coulomb- und Kernstreuamplitude mit der Resonanzstreuamplitude als scharfe Resonanzen bei der elastischen Protonenstreuung beobachtet.

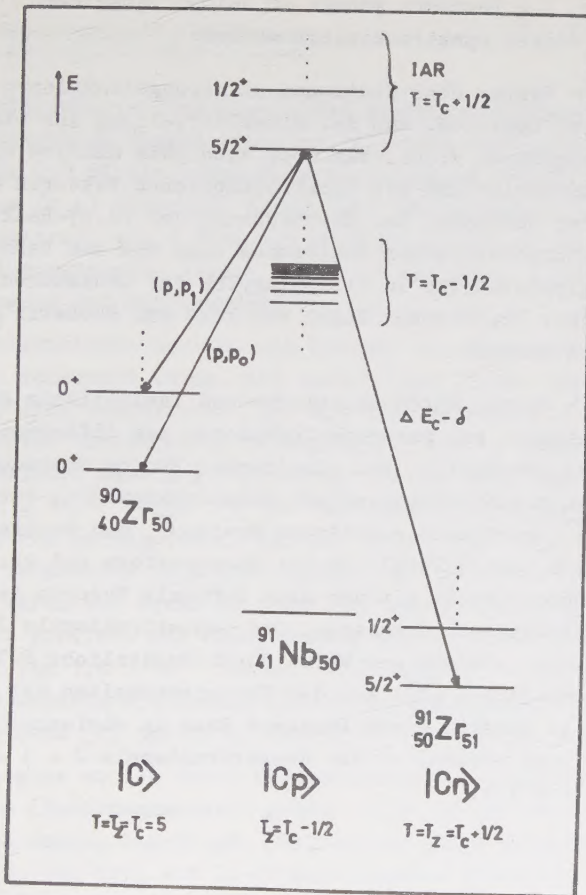


Abb. 1 Energieniveauschema der beteiligten Kerne

Die  $T = T_c + \frac{1}{2}$  Zustände können am selben Targetkern  $|C\rangle$  auf zwei Weisen spektroskopiert werden:

- a) Im  $|Cn\rangle$  System über Neutronenanlagerungsreaktionen, z.B. die (d,p) Reaktion. Aus der Winkelverteilung der einzelnen Protonengruppen erhält man über eine DWBA Analyse die Bahndrehimpulse und die spektroskopischen Faktoren der einzelnen Zustände. Bei Durchführung der (d,p)-Reaktion mit vektorpolarisierten Deuteronen kann aus dem Verhalten der Analysierstärke im Strippingpeak der Gesamtdrehimpuls  $J$  nach einer empirischen Regel von Yule und Haeberli [33] bestimmt werden.
- b) Im  $|Cp\rangle$  System durch elastische und inelastische Streuung von Protonen. Aus Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei elastischer Proton Streuung erhält man die Niveauparameter: Bahndrehimpuls  $l$ , totale Breite  $\Gamma$ , partielle elastische Breite  $\Gamma_p$  und Resonanzenergie  $E_r$  durch Vergleich der Resonanzform bei verschiedenen Streuwinkeln mit den nach S-Matrix Theorie berechneten Wirkungsquerschnitten. Den Gesamtdrehimpuls  $J$  erhält man in eindeutiger Weise durch zusätzliche Polarisationsmessungen [3]. Aus dem Energieverhalten der Analysierstärke im Bereich einer Resonanz kann in einfacher Weise entschieden werden, ob der Gesamtdrehimpuls  $J = l + \frac{1}{2}$  oder  $l - \frac{1}{2}$  ist.

### III. Experimentelle Anordnung

Die polarisierte Ionenquelle des Erlanger Tandembeschleunigers [4] liefert am Target einen einfallenden Protonenstrom von 0.5 bis 0.9 nA mit einem Polarisationsgrad von 70 %, bzw. bei den (d,p) Messungen einen rein vektorpolarisierten Deuteronenstrahl von 1.5 nA mit 40 % Polarisation bei einer strahlbegrenzenden Blende von  $3 \times 8 \text{ mm}^2$  bzw.  $1,5 \times 6 \text{ mm}^2$  am Eingang der Streukammer.

Die polarisierte Quelle, wie sie bei den Messungen zu dieser Arbeit verwendet wurde, ist ausführlich in der Dissertation von G. Graw beschrieben [5]. Die Streuexperimente wurden in der "Ortec"-Streukammer durchgeführt. Die am Target gestreuten Teilchen wurden gleichzeitig bei den zehn Winkeln  $\pm 60^\circ$ ,  $\pm 90^\circ$ ,  $\pm 120^\circ$ ,  $\pm 140^\circ$ ,  $\pm 160^\circ$  mit Oberflächensperrschichtdetektoren nachgewiesen. Bei den (p,p') und (d,p) Messungen waren zusätzlich noch die Winkel  $\pm 40^\circ$  besetzt. Die Detektoren waren auf einem am Boden der Kammer angebrachten Streueinsatz montiert und akzeptierten bei  $40^\circ$  und  $60^\circ$  einen Raumwinkel von  $1,6 \times 10^{-2}$  sterad, sonst von  $3,5 \times 10^{-2}$  sterad. Die verwendete Elektronik ist in den Dissertationen von G. Hartmann [6] und H. H. Cuno [7] ausführlich beschrieben.

Die Targets wurden durch Sedimentieren der angereicherten Isotope (Isotopenreinheit größer 95 %, geliefert von Union Carbide Corp., Oak Ridge, USA) in der chemischen Form  $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$  und  $\text{ZrO}_2$  auf 2  $\mu$  dicke Hostaphan Folien hergestellt. Diese Methode wurde gewählt, um die geringen verfügbaren Mengen der einzelnen Isotope möglichst gut auszunutzen. Das pulverisierte Targetmaterial wird im Ultraschallbad in Pentan vorbehandelt, und dann wird nach Absedimentieren grober Körner die Aufschlammung auf die Hostaphan Folie gegossen, wo nach Verdunsten des Pentans das Pulver in einer dünnen Schicht zurückbleibt. Targetdicke und Homogenität wurden durch die Linienverschiebung und Linienverbreiterung der  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$ -Strahlung (5.477 MeV) bestimmt. Die im Experiment verwendeten Targets hatten Dicken von 0,2 bis 0,5 mg/cm<sup>2</sup>, was einem Energieverlust des Strahls von 5 bis 20 keV entspricht.

Die im Targetbacking gestreuten Protonen verursachten keine Schwierigkeiten, da das schwerste Element im Backing Sauerstoff war. Nur bei niedrigen Einschüßenergien konnten die Peaks bei  $60^\circ$  nicht getrennt werden. Abbildung 2 zeigt ein Impulshöhenspektrum für die Streuung von 8,6 MeV Protonen an einem sedimentierten  $^{90}\text{Zr}$  Target bei  $120^\circ$ .

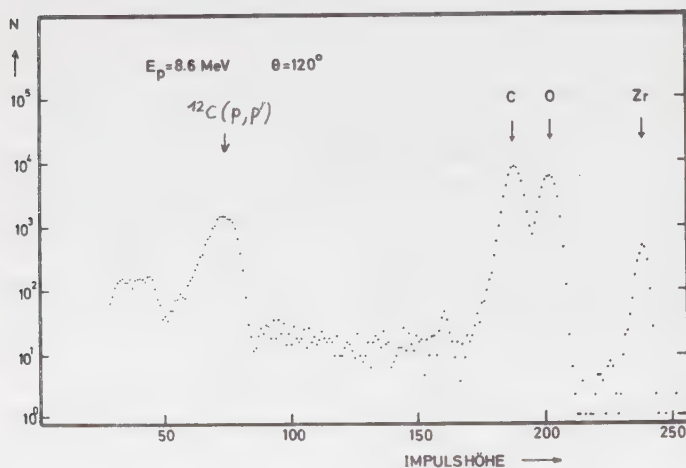


Abb. 2 Impulshöhenspektrum bei  $E_p = 8,6 \text{ MeV}$ ,  $\theta = 120^\circ$

Für die (d,p) und (p,p') Messungen stand ein gewalztes  $^{90}\text{Zr}$ -Target von  $0,54 \text{ mg/cm}^2$  Dicke zur Verfügung. Das Experiment bestand aus Asymmetriemessungen (Anregungsfunktionen), wobei abwechselnd die Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls parallel und antiparallel zur Streunormalen war. Dabei konnten die von der Targetinhomogenität bzw. der ungleichen Zählergeometrie herrührenden Fehler ausgeschaltet werden. Während der Messungen wurde der Polarisationsgrad des Strahls laufend kontrolliert, indem die Asymmetrie der von den Kohlenstoffkernen im Targetbacking elastisch gestreuten Protonen mit der bekannten Analysierstärke von  $^{12}\text{C}(p,p_0)^{12}\text{C}$  [6] verglichen wurde.

#### IV. Analyse

Die Streuung von Protonen an Spin 0 Kernen kann durch eine  $2 \times 2$  Streumatrix  $M$  beschrieben werden [8]. Die allgemeine Form von  $M$  lautet unter Berücksichtigung der Paritätsinvarianz

$$M = g \cdot E + h \cdot (\underline{\sigma} \cdot \underline{n})$$

$g$  und  $h$  sind Streuamplituden,  $E$  und  $\underline{\sigma}$  sind die  $2 \times 2$  Einheitsmatrix und die Pauli Spinmatrizen,  $\underline{n}$  ist ein Einheitsvektor senkrecht zur Streuebene in Richtung von  $\underline{k}_{\text{einl}} \times \underline{k}_{\text{ausl}}$  (Baselkonvention).

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\theta, \underline{P})$  für die elastische Streuung von Protonen der Polarisierung  $\underline{P}$  ist gegeben durch

$$\sigma(\theta, \underline{P}) = |g|^2 + |h|^2 + 2 \operatorname{Re}(gh^*) \cdot (\underline{P} \cdot \underline{n})$$

Für die bei einer Messung mit einmal  $\underline{P}$  parallel  $\underline{n}$  und dann  $\underline{P}$  antiparallel  $\underline{n}$  beobachtete Streuasymmetrie  $\epsilon$  gilt

$$\epsilon = P \cdot A = \frac{\sigma(\theta, +P) - \sigma(\theta, -P)}{\sigma(\theta, +P) + \sigma(\theta, -P)} = P \cdot 2 \operatorname{Re}(g h^*) / (|g|^2 + |h|^2)$$

$A$  heißt Analysierstärke.

Die expliziten Ausdrücke für die Streuamplituden lauten

$$g = -\eta / (2 \cdot k \cdot \sin^2(\theta/2)) \cdot \exp(-i\eta \ln(\sin^2(\theta/2))) +$$

$$+ 1/k \sum_{1, J=1+1/2}^{(J+1/2) f_{1J}} \exp(2iW_1) \cdot P_1^0(\cos\theta)$$

$$h = -i/k \cdot \sum_{1, J=1+1/2}^{(-1)^{J+1+1/2} \cdot f_{1J}} \exp(2iW_1) \cdot P_1^1(\cos\theta)$$

$\theta$  ist der Streuwinkel im Schwerpunktsystem

$k' = mv/\hbar$ ;  $\eta = Z e^2/4\pi\epsilon_0(\hbar v)$ ;  $m$  ist die reduzierte Masse,  $v$  ist die Geschwindigkeit der Relativbewegung,  $Z$  ist die Ordnungszahl des Targetkerns,  $P_1^0(\cos\theta)$  und  $P_1^1(\cos\theta)$  sind die Legendrepolynome vom Grade 0 und 1.

Die Coulombphasen  $W_1$  sind gegeben durch

$$W_0 = 0; W_1 = \sum_{n=1}^1 \arctg(\eta/n);$$

Die Partialwellenstreuamplituden  $f_{lj}$  werden als Funktionen der S-Matrix dargestellt

$$f_{lj} = i/2 \cdot (1 - S_{lj}); \quad S_{lj} = \exp(2i\delta_{lj})$$

Die Analogresonanzen werden durch Breit Wigner Terme in der Streumatrix beschrieben

$$S_{lj} = \exp(2i\mu_{lj}) \cdot \exp(-2\nu_{lj}) + \sum_r \exp(2i\{r\}) \frac{i\Gamma_{pr}}{E_r - E - i\Gamma_r/2}$$

$\delta_{lj} = \mu_{lj} + i\nu_{lj}$  sind die komplexen Kernstreuphasen, welche die nichtresonante elastische Streuung von Protonen an Spin 0 Kernen beschreiben.

$E_r, \Gamma_r, \Gamma_{pr}$  und  $\{r\}$  sind die Resonanzenergie, Gesamtbreite, Partialbreite der Resonanz für den elastischen Kanal und die Resonanzphase. Summiert wird über alle durch den Index  $r$  unterschiedenen Resonanzen mit gleicher Parität und gleichem Gesamtdrehimpuls  $J$ .

Diese Formel ist nur gültig, wenn sich nicht 2 Resonanzen mit gleichem  $J$  und  $l$  Wert stark überlagern. Die obigen Formeln wurden für die Rechenmaschine CDC 3300 des Rechenzentrums der Universität Erlangen-Nürnberg programmiert. Das Programm mittelt numerisch über die verwendete Targetdicke.

Um die Streuphasen zur Beschreibung der nichtresonanten Streuung zu erhalten, wurden Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für die elastische Streuung von Protonen an  $^{90}\text{Zr}$  gemessen.

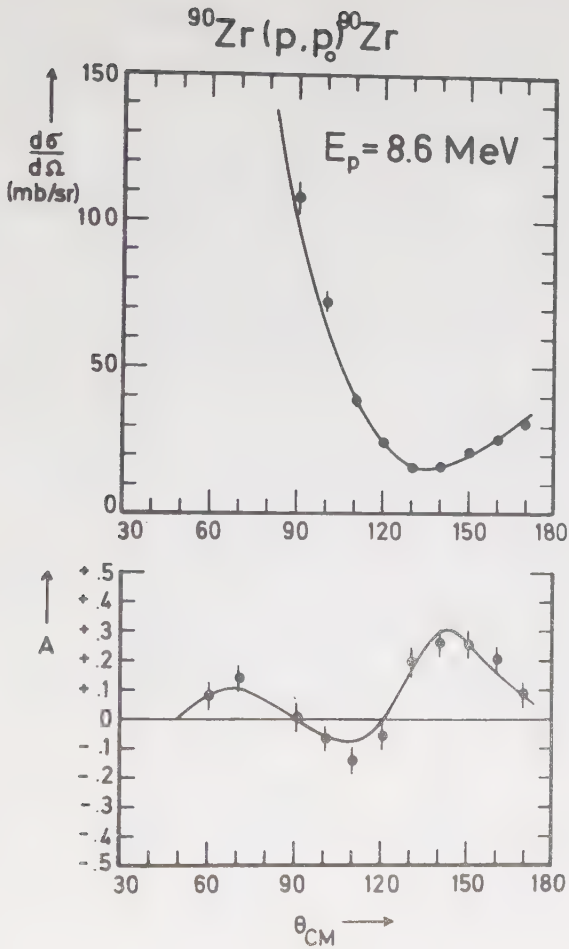


Abb. 3 Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für  $^{90}\text{Zr}(p,p_0)^{90}\text{Zr}$  bei  $E_p = 8,6 \text{ MeV}$ . Die durchgezogenen Kurven sind aus den Streuphasen berechnet.

Abbildung 3 zeigt die Meßwerte bei  $E_p = 8,6$  MeV. Diese Energien wurden gewählt, da hier keine starken Resonanzen liegen. Mit den Meßwerten bei elf Streuwinkeln zwischen  $60^\circ$  und  $170^\circ$  wurde eine Streuphasenanalyse durchgeführt [9], die Bahndrehimpulse bis  $l = 3$  einschloß. Das Programm suchte automatisch nach den Werten  $\mu_{1J}$  und  $V_{1J}$ , welche die experimentellen Daten bei einer gegebenen Energie am besten anpassen. Abbildung 4 zeigt das Ergebnis der Analyse, die Realteile  $\mu_{1J}$  der Streuphasen sind klein, die Dämpfungsparameter  $\tau_{1J}$  ( $\tau_{1J} = \exp(-2V_{1J})$ , wobei  $V_{1J}$  der Imaginärteil der komplexen Streuphase ist) zeigen für Bahndrehimpulse  $l = 0$  und  $l = 1$  mit höherer Protonenenergie größere Abweichungen von eins, entsprechend der zunehmenden inelastischen Streuung und der bei 7,5 MeV liegenden (p,n) Schwelle [10]. Da die Streuphasen in Abbildung 4 einen glatten Verlauf zeigen, wurde für den untersuchten Bereich eine lineare Energieabhängigkeit der Phasen angenommen, diese Werte wurden zur Beschreibung der nichtresonanten Analysierstärke für die vier untersuchten Kerne verwendet.

Die nichtresonante Kernstreuung kann außer durch Streuphasen auch durch ein optisches Potential beschrieben werden. Die Beschreibung durch Streuphasen wurde vorgezogen, da sie einmal modellunabhängig ist, zum anderen ist die Energieabhängigkeit der Parameter des optischen Potentials komplizierter [10].

# $^{90}\text{Zr}(p,p_0)$

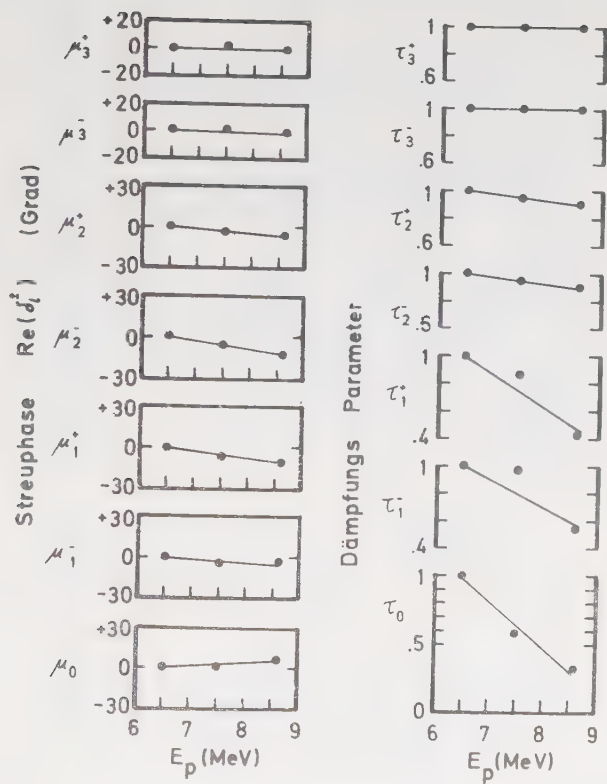


Abb. 4 Energieabhängigkeit der Streuphasen zur Bestimmung der Potentialstreuung

## V. Ergebnisse und Diskussion der elastischen Streuung

Die Abbildungen 5 bis 8 zeigen die Messungen an den vier Kernen  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$  und  $^{94}\text{Zr}$ . Die durchgezogenen Kurven sind mit den Resonanzparametern von Tabelle I und den Streuphasen aus Abbildung 4 für die nichtresonante Streuung berechnet. Sofern andere Literatur Werte für den Spin  $J$  ( $J = 1 + \frac{1}{2}$  statt  $1 - \frac{1}{2}$  oder umgekehrt) existieren, sind sie durch gestrichelte Kurven berücksichtigt. Dabei wurde  $\Gamma_p$  so geändert, daß die Größe  $(2J + 1) \Gamma_p$  denselben Wert wie bei der durchgezogenen Kurve hatte, um für die beiden  $J$ -Werte ungefähr denselben Wirkungsquerschnitt zu erhalten. Es zeigte sich, daß kleine Werte der Resonanzphase  $\{\}_r$  die Anpassung der berechneten Kurve an die Meßwerte verbesserten. Eine Zusammenfassung dieser Messungen wurde als Beitrag zur Tagung über "Isospin in Nuclear Physics" in Asilomar, Californien eingereicht [11]. Ebenfalls auf dieser Tagung wurden Messungen der Analysierstärke bei der elastischen Protonenstreuung an  $^{88}\text{Sr}$  und  $^{92}\text{Zr}$  von Ellis und Haeberli mitgeteilt [12], die sehr gut mit unseren Messungen übereinstimmen.

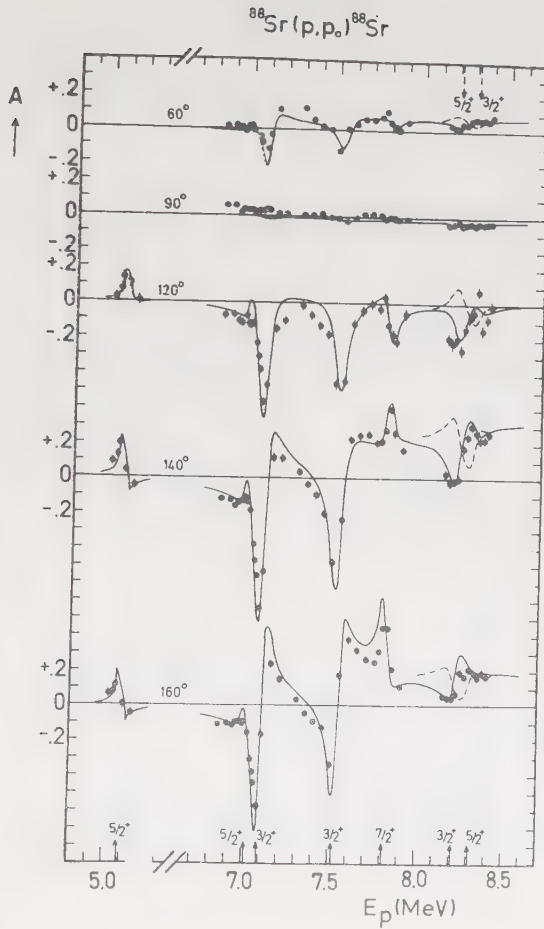


Abb. 5    Gemessene Analysierstärke für  $^{88}\text{Sr}(p,p_0)$  als Funktion der Protonenenergie. Die eingezeichnete Kurve ist mit den Parametern von Tabelle I berechnet.

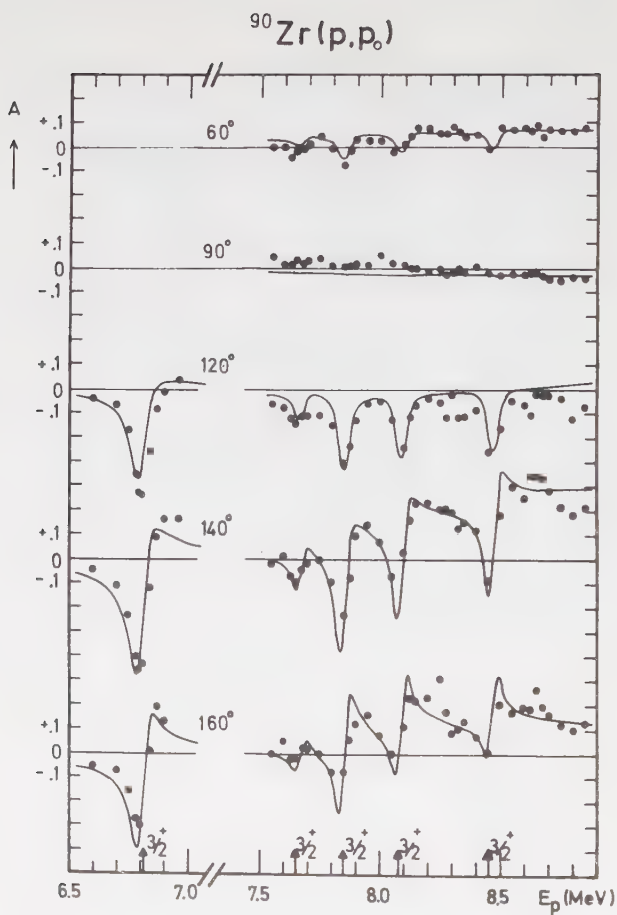


Abb. 6      Gemessene Analysierstärke für  $^{90}\text{Zr}(p,p_0)$  als Funktion der Protonenergie. Die eingezeichnete Kurve ist mit den Parametern von Tabelle I berechnet.

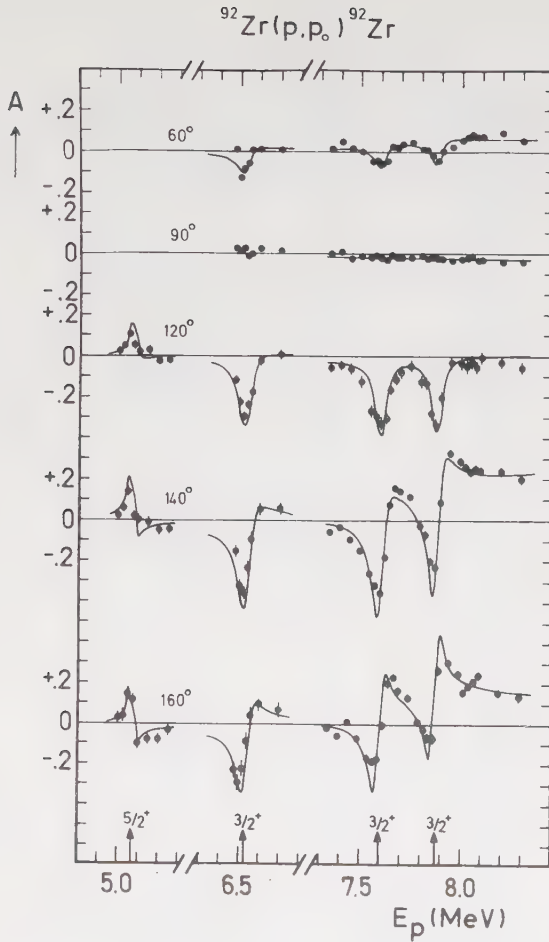


Abb. 7      Gemessene Analysierstärke für  $^{92}\text{Zr}(p,p_0)$  als Funktion der Protonenergie. Die eingezeichnete Kurve ist mit den Parametern von Tabelle I berechnet.

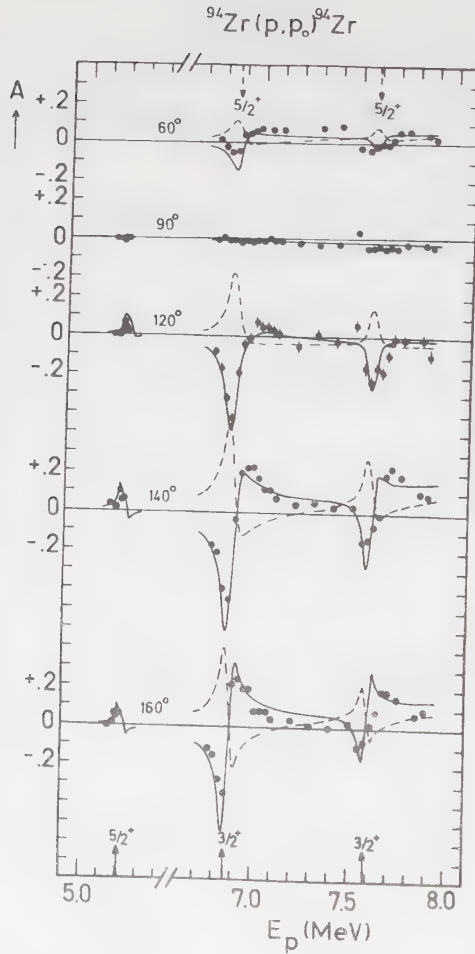


Abb. 8 Gemessene Analysierstärke für  $^{94}\text{Zr}(p,p_0)$  als Funktion der Protonenergie. Die eingezeichnete Kurve ist mit den Parametern von Tabelle I berechnet.

Tabelle I

|                       | $E_r(\text{MeV})$ | $J^\pi$         | $\Gamma_r(\text{keV})$ | $\Gamma_{pr}(\text{keV})$ | $\xi_r$ |
|-----------------------|-------------------|-----------------|------------------------|---------------------------|---------|
| $^{88}\text{Sr}(p,p)$ | 5.09              | $\frac{5}{2}^+$ | 12                     | 4                         | 0       |
|                       | 7.01              | $\frac{5}{2}^+$ | 25                     | 5                         | 0       |
|                       | 7.09              | $\frac{3}{2}^+$ | 50                     | 28                        | 0       |
|                       | 7.53              | $\frac{3}{2}^+$ | 70                     | 22                        | - 0,1   |
|                       | 7.81              | $\frac{7}{2}^+$ | 20                     | 4                         | - 0,2   |
|                       | 8.21              | $\frac{3}{2}^+$ | 70                     | 7                         | - 0,3   |
|                       | 8.31              | $\frac{5}{2}^+$ | 40                     | 1,5                       | + 0,2   |
| $^{90}\text{Zr}(p,p)$ | 6.81              | $\frac{3}{2}^+$ | 60                     | 18                        | 0,1     |
|                       | 7.67              | $\frac{3}{2}^+$ | 20                     | 2                         | 0       |
|                       | 7.85              | $\frac{3}{2}^+$ | 35                     | 8                         | - 0,2   |
|                       | 8.09              | $\frac{3}{2}^+$ | 30                     | 6                         | - 0,2   |
|                       | 8.47              | $\frac{3}{2}^+$ | 25                     | 5                         | - 0,25  |
| $^{92}\text{Zr}(p,p)$ | 5.07              | $\frac{5}{2}^+$ | 13                     | 4                         | 0       |
|                       | 6.53              | $\frac{3}{2}^+$ | 55                     | 15                        | 0       |
|                       | 7.60              | $\frac{3}{2}^+$ | 50                     | 12                        | - 0,1   |
|                       | 7.88              | $\frac{3}{2}^+$ | 40                     | 10                        | - 0,1   |
| $^{94}\text{Zr}(p,p)$ | 5.21              | $\frac{5}{2}^+$ | 8                      | 2                         | 0       |
|                       | 6.87              | $\frac{3}{2}^+$ | 50                     | 20                        | 0,1     |
|                       | 7.59              | $\frac{3}{2}^+$ | 25                     | 6                         | - 0,1   |

a)  $^{88}\text{Sr}(p,p_0)^{88}\text{Sr}$

Das Niveauschema von  $^{89}\text{Sr}$  wurde von Cosman und Mitarbeitern sowohl über die Analogzustände durch elastische und inelastische Protonstreuung an  $^{88}\text{Sr}$  [13] als auch direkt durch die  $^{88}\text{Sr}(d,p)^{89}\text{Sr}$  Reaktion [14] untersucht.

Für die zwei  $l = 2$  Resonanzen bei  $E_p = 8.21$  und  $8.31$  MeV bestand eine Diskrepanz in der Spinzuzuordnung. Aus den  $(p,p)$  Messungen hatten sie die Spinfolge  $3/2^+$ ,  $5/2^+$  aus den  $(d,p)$  Messungen  $5/2^+$ ,  $3/2^+$  versuchsweise angenommen. Die Meßwerte und die berechneten Kurven in Abb. 5 dagegen zeigen, daß die beiden Resonanzen die Spins  $3/2^+$  und  $5/2^+$  haben. Für die anderen in Abb. 5 gezeigten Resonanzen konnten die Spinzuzuordnungen von Cosman bestätigt werden. Mit einem Teilchen-Rumpf Kopplungsmodell wurde von Auerbach [15] das Niveauschema von  $^{89}\text{Sr}$  berechnet, wobei nur der erste angeregte  $2^+$ -Zustand des  $^{88}\text{Sr}$  Rumpfes bei den Rechnungen mitgenommen wurde. Die so berechnete Spinfolge wird durch diese Messungen bestätigt.

b)  $^{90}\text{Zr}(p,p_0)^{90}\text{Zr}$

Abb. 6 zeigt die gemessene Analysierstärke. Die versuchsweisen Spinzuzuordnungen von  $3/2^+$  von Cohen [16] konnten bestätigt werden. Der Spin der  $3/2^+$  Resonanz bei  $E_p = 6.8$  MeV wurde von Moore und Terrell [17] bereits durch Doppelstreuung bestimmt. Ramavataram [18] ordnete aus theoretischen Berechnungen einem der drei  $l = 2$  Niveaus zwischen  $E_p = 7.5$  MeV und  $8.1$  MeV den Spin  $5/2^+$  zu, hier wurde jedoch für alle drei Resonanzen der Spin  $3/2^+$  gefunden.

c)  $^{92}\text{Zr}(p,p_0)^{92}\text{Zr}$  und  $^{94}\text{Zr}(p,p_0)^{94}\text{Zr}$

Bei diesen Reaktionen konnten ebenfalls die versuchsweisen Spinzuzuordnungen von Cohen [16] bestätigt werden. Bei dem Niveauschema von  $^{95}\text{Zr}$  gibt es diesen widersprechende Spinzuzuordnungen.

Aus den Winkelverteilungen der Protonen aus der  $^{94}\text{Zr}(p,p')$  Reaktion schlossen Legg und Mitarbeiter [19], daß die  $l = 2$  Resonanz bei  $E_p = 6.85$  MeV den Spin  $5/2^+$  habe. Aus einem  $^{96}\text{Zr}(p,d)^{97}\text{Zr}$  Experiment ordneten Stautberg und Mitarbeiter [34] für den Urbildzustand der  $l = 2$  Resonanz bei  $E_p = 7.55$  MeV den Spin  $5/2^+$  zu. Die Messungen in Abb. 8 zeigen jedoch deutlich, daß beide Niveaus Spin  $3/2^+$  haben.

Die Niveauschemata von Kernen mit wenigen Nukleonen über einer abgeschlossenen Schale können im Rahmen des Schalenmodells mit Teilchen-Rumpf Kopplung gut wiedergegeben werden [20, 21, 22]. Die experimentell beobachteten Niveaus werden beschrieben durch Mischung von Zuständen, die durch Ankopplung von Einteilchenschalenmodellzuständen an den Grundzustand und die tiefliegenden kollektiven Zustände des Rumpfes entstehen. Die Einteilchenstärke ist dann auf eine größere Anzahl von Niveaus verteilt, als ein reines Einteilchenmodell vorhersagen würde.

Zu den in dieser Arbeit als Analogresonanzen beobachteten niedrigangeregten Niveaus von  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Zr}$  und  $^{95}\text{Zr}$  gibt es mehrere theoretische Arbeiten [15, 22, 23]. Die Niveauschemata dieser Kerne werden durch Kopplung der Neutronen in den über der abgeschlossenen  $N = 50$  Schale liegenden  $2d\ 5/2$ ,  $3s\ 1/2$ ,  $2d\ 3/2$ ,  $1g\ 7/2$  Bahnen mit dem  $0^+$  Grundzustand und den niedrig angeregten Zuständen des jeweiligen Rumpfkernes berechnet.

Für die  $5/2^+$  Grundzustände werden starke  $(2d\ 5/2)^n$ -Konfigurationen mit seniority  $v = 1$  angenommen [23]. Über die Konfiguration der angeregten Niveaus kann man durch Messung der Winkelverteilung der resonant gestreuten inelastischen Protonen Aufschluß gewinnen. So schließt Cosman [13] aus der isotropen Winkelverteilung der inelastisch zum  $2^+$  Niveau gestreuten Protonen bei der  $^{88}\text{Sr}(p,p')^{88}\text{Sr}(2^+)$  Reaktion in der 7.5 MeV  $d3/2$  Analogresonanz, daß die Konfiguration des Urbildzustandes in  $^{89}\text{Sr}$  zu einem großen Teil aus einem Neutron in der  $3s\ 1/2$  Bahn gekoppelt an den  $2^+$   $^{88}\text{Sr}$ -Rumpf besteht. Aus inelastischer Protonstreuung an  $^{90}\text{Zr}$  nimmt

Lieb [10] ebenfalls eine starke  $[2^+3s1/2]_{3/2^+}$ -Konfiguration für den Urbildzustand der 7,9 MeV  $d_{3/2}$  Analogresonanz in  $^{90}\text{Zr}(p,p_0)$  an. Einen genaueren Aufschluß über die Richtigkeit solcher Konfigurationsannahmen würden zusätzliche Polarisationsmessungen bei inelastischer Resonanzstreuung liefern.

Für einen Kern,  $^{90}\text{Zr}$ , wird eine solche Messung im folgenden durchgeführt.

## VI. Inelastische Resonanzstreuung an $^{90}\text{Zr}$

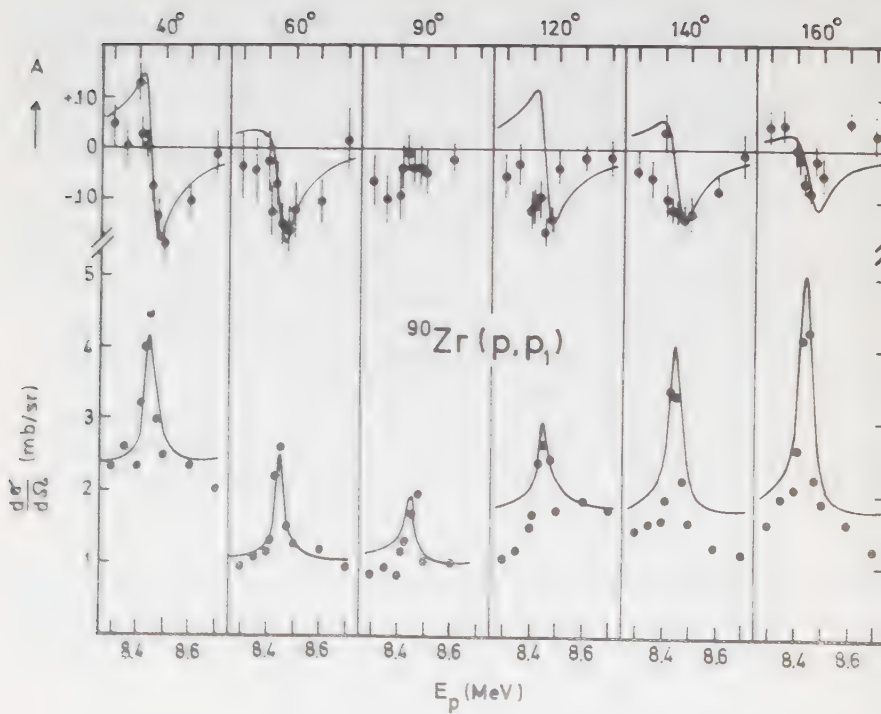
Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke der inelastisch zum ersten angeregten 1.75 MeV  $0^+$  Niveau in  $^{90}\text{Zr}$  gestreuten Protonen wurden im Bereich der  $d3/2$  Analogresonanz in  $^{90}\text{Zr}(p, p_0)$  bei  $E_p = 8.45$  MeV gemessen. Diese Resonanz im Compoundkern  $^{91}\text{Nb}$  ist der Analogzustand des  $d3/2$ , 3.70 MeV Niveaus in  $^{91}\text{Zr}$ . Die Anregungsfunktionen der inelastisch zum 1.75 MeV Niveau in  $^{90}\text{Zr}$  gestreuten Protonen zeigen ebenfalls bei  $E_p = 8.45$  MeV eine starke Resonanz. Daraus schlossen Moore [24] und Lieb [10], daß das  $d3/2$ , 3.70 MeV Niveau in  $^{91}\text{Zr}$  durch Kopplung eines  $d3/2$  Neutrons an den angeregten  $^{90}\text{Zr}(0^+; 1.70 \text{ MeV})$  Rumpf entsteht und dieselbe Teilchenkonfiguration hat wie der  $(d3/2; 2.06 \text{ MeV})$ -Einteilchenzustand der an den Grundzustand von  $^{90}\text{Zr}$  angekoppelt ist. Die Anregungsfunktionen der Analysierstärke der inelastisch gestreuten Protonen in Abb. 9 zeigen deutlich die für eine  $d3/2$  Resonanz typische Form.

Es wurde versucht, die Anregungsfunktionen der inelastisch gestreuten Protonen durch einen Breit-Wigner Ansatz wiederzugeben. Die Ausdrücke für die Streuamplituden lauteten:

$$g = \int e^{i\phi} - \frac{1}{2k} (J_r + \frac{1}{2}) \frac{\sqrt{\Gamma_{pr}} \cdot \sqrt{\Gamma_{p'r}}}{E - E_r + i\Gamma_r/2} \cdot P_{1r}^0(\cos \theta)$$

$$h = i/2k \cdot (-1)^{(J_r + 1/2)} \frac{\sqrt{\Gamma_{pr}} \cdot \sqrt{\Gamma_{p'r}}}{E - E_r + i\Gamma_r/2} \cdot P_{1r}^1(\cos \theta)$$

Die obigen Formeln sind ähnlich den Ausdrücken für die elastische Streuung in IV,  $\Gamma_{pr}$  und  $\Gamma_{p'r}$  sind die partielle elastische und inelastische Breite,  $\Gamma_r$  ist die Gesamtbreite



Differentialer Wirkungsquerschnitt und Analysier-  
starke der inelastischen Protonstreuung an  
 $^{90}\text{Zr}$  zum 1.75 MeV  $0^+$  Niveau.

der Resonanz. Der nichtresonante Anteil der inelastischen Streuung wird durch den Term  $g e^{i\phi}$  beschrieben, analog zu einem Ansatz von v. Brentano [25] für die elastische Resonanzstreuung.  $g$  und die Phase  $\phi$  sind für jeden Streuwinkel aus den Meßwerten vor und nach der Resonanz zu entnehmen. Die Rechnungen mit dem obigen Ansatz ergaben in der Resonanz zu kleine Werte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und zu große Werte für die Analysierstärke. Das bedeutet, daß nur ein Teil der nichtresonant inelastisch gestreuten Protonen mit der resonanten inelastischen Streuung interferiert.

Die durchgezogene Kurve in Abb. 9 wurde unter der Annahme berechnet, daß nur 5 % des nichtresonant gestreuten Anteils der inelastischen Streuung interferenzfähig ist, die Ausdrücke für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke lauten dann:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |g|^2 + |h|^2 + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0$$

$$A = \frac{2\text{Re}(gh^*)}{d\sigma/d\Omega}$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0$  beschreibt den nichtinterferierenden Anteil der inelastischen Streuung, der bei der Rechnung im betrachteten Energieintervall für jeden Streuwinkel als konstant angenommen wurde. Für die Phasen  $\phi$  wurden die Phasen zwischen Potentialstreuung und Resonanzstreuung aus der elastischen Streuung bei  $E_p = 8.45$  MeV an  $^{90}\text{Zr}$  eingesetzt. Mit diesem einfachen Ansatz konnten die Meßwerte im Rahmen der Meßgenauigkeit gut angepaßt werden. Der interferierende Anteil ist also jedenfalls klein.

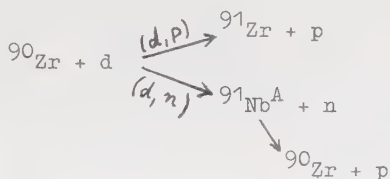
Bei inelastischer Streuung von polarisierten Protonen an einem Spin 0 Kern ist die Analysierstärke nur dann ungleich Null, wenn mindestens zwei Streuamplituden interferieren. Deshalb

ist die absolute Größe der Analysierstärke bei inelastischer Resonanzstreuung ein empfindliches Maß dafür, welcher Anteil der direkten inelastischen Streuung mit der resonanten Streuamplitude interferiert. Messungen der Analysierstärke bei inelastischer Resonanzstreuung an Analogzuständen sollten deshalb Informationen über den jeweiligen Reaktionsmechanismus liefern.

# VII. Eine Anomalie in der Analysierstärke der

## $^{90}\text{Zr}(d,p)^{91}\text{Zr}$ Reaktion

Die Reaktion  $^{90}\text{Zr}(d,p)^{91}\text{Zr}(d5/2, \text{Grundzustand})$  wurde mit vektorpolarisierten Deuteronen untersucht. Schießt man Deuteronen auf  $^{90}\text{Zr}$ , so erreicht man über die (d,p) Strip-pingreaktion den Grundzustand und die angeregten Zustände von  $^{91}\text{Zr}$ . Ist die Deuteroneneinschußenergie größer 7.05 MeV, so erreicht man über die  $^{90}\text{Zr}(d,n)^{91}\text{Nb}$  Reaktion den Analogzustand des Grundzustandes von  $^{91}\text{Zr}$  in  $^{91}\text{Nb}$ , der hochangeregte  $^{91}\text{Nb}$  Kern kann dann wieder in  $^{90}\text{Zr} + p$  zerfallen.



Bei früheren Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die  $^{90}\text{Zr}(d,p)^{91}\text{Zr}$  Reaktion von Moore [26] wurde an der (d,n)-Schwelle zum Analogzustand bei  $E_d = 7.05$  MeV eine Anomalie im (d,p) Wirkungsquerschnitt beobachtet. Diese Anomalie wurde einer Isospin-Wechselwirkung im Ausgangskanal zugeschrieben.

Diese Ladungsaustauschkopplung konnte im (d,p) Wirkungsquerschnitt bisher nur bei Kernen in der Massenzahl  $A = 90$  Gegend gefunden werden; Versuche diesen Effekt auch bei Kernen in einer anderen Gegend des Periodischen Systems zu finden, waren bisher erfolglos [27]. Da die Isospinwechselwirkung eine allgemeine Eigenschaft der Kernkräfte ist, ist es etwas schwer zu verstehen, warum nur bei Kernen in der Umgebung von  $^{90}\text{Zr}$  die Ladungsaustauschkopplung für eine Änderung im Verhalten des (d,p) Wirkungsquerschnitts verantwortlich sein soll. Außerdem tritt der Ladungsaustauscheffekt jeweils nur

bei der Strippingaaregungsfunktion in die tiefstliegende Neutronenkonfiguration (z.B.  $^{91}\text{Zr}$  Grundzustand) deutlich auf und ist für die höheren Anregungen nicht ganz offensichtlich. Als Erklärung wird angenommen, daß der (d,p) Reaktionswirkungsquerschnitt angehoben wird, da die p-Wellen Neutronen Stärkefunktion in der Nähe der Massenzahl  $A = 90$  ihr Maximum hat und da an der (d,n) Schwelle die Neutronenenergie klein ist. Dies folgt aus Rechnungen von Tamura und Watson [28], die zeigen, daß die  $l = 1$  Partialwelle dominiert. Dies erklärt auch, warum man den Effekt bei höheren Anregungsenergien für die angeregten Zustände nicht beobachtet, denn die Rechnungen zeigen, daß viele Partialwellen beitragen, wenn die Deuteronenenergie nahe oder über der Coulombschwelle liegt.

Um sicherzustellen, daß eine Änderung im Verhalten des (d,p) Reaktionsprozesses bei der (d,n) Schwelle zum Analogzustand des durch die (d,p) Reaktion erreichten Endzustandes auftritt, wurde mit vektorpolarisierten Deuteronen die Analysierstärke der  $^{90}\text{Zr}(\text{d,p})^{91}\text{Zr}(\text{d}5/2, \text{Grundzustand})$  gemessen. Das Experiment wurde zusammen mit Herrn C.F. Moore von der Universität Texas durchgeführt und in *Physical Review Letters* 22, 793 (1969) veröffentlicht [29].

Die Anregungsfunktionen für die Analysierstärke bei  $140^\circ$  und  $160^\circ$  sind in Abb. 10 zusammen mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt bei  $170^\circ$  aufgetragen, die durchgezogenen Linien dienen nur zur Sichthilfe. Man sieht an der (d,n) Schwelle zum Analogzustand in  $^{91}\text{Nb}$  einen deutlichen Effekt.

Abb. 11 zeigt die Analysierstärke bei allen gemessenen Winkeln. Auch bei Vorwärtswinkeln macht sich die Anomalie noch geltend, im differentiellen Wirkungsquerschnitt dagegen nur bei Rückwärtswinkeln größer  $130^\circ$ .

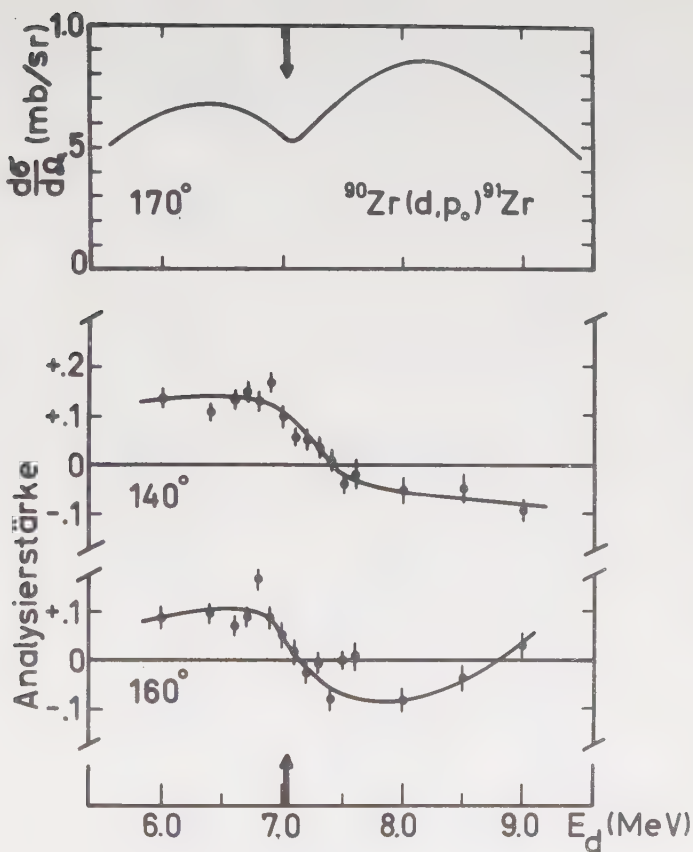


Abb. 10 Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei  $170^\circ$  von Ref. [26] und der Analysierstärke bei  $140^\circ$  und  $160^\circ$  für die  $^{90}\text{Zr}(d,p_0)^{91}\text{Zr}$  Reaktion. Die Pfeile zeigen die Schwelle der  $^{90}\text{Zr}(d,n)^{91}\text{Nb}$  Reaktion zum Analogzustand von  $^{91}\text{Zr}$ -Grundzustand an ( $E_d = 7.05$  MeV). Die durchgezogenen Linien sind Sichthilfen.

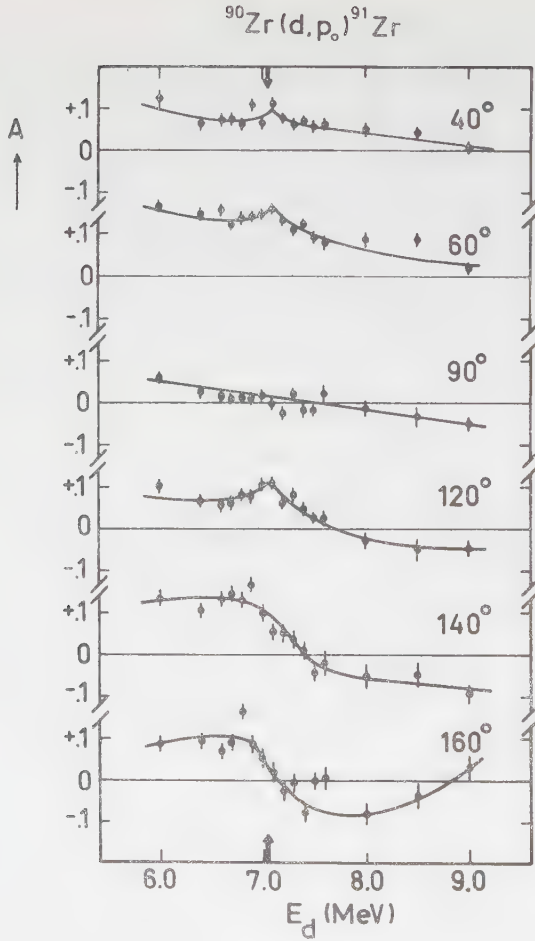


Abb. 11 Anregungsfunktionen der Analysierstärke für die  $^{90}\text{Zr}(d,p_0)^{91}\text{Zr}$  Reaktion. Die Pfeile zeigen die Schwelle der  $^{90}\text{Zr}(d,n)^{91}\text{Nb}$  Reaktion zum Analogzustand von  $^{91}\text{Zr}$ -Grundzustand an ( $E_d=7.05 \text{ MeV}$ ). Die durchgezogene Linie ist Sichthilfe.

Diese Messungen zeigen, daß der (d,p)-Reaktionsmechanismus oberhalb der Ladungsaustauschschwelle komplizierter ist, als ihn die einfache DWBA Theorie beschreibt. Sie erlauben einen unabhängigen Test der Rechnungen mit Isospin Kopplung bei direkten Reaktionen [30, 31, 32].

# Literaturverzeichnis

- 1.) Anderson, J.D. and C. Wong; Phys.Rev.Lett. 7, 250 (1961)
- 2.) Fox, D.J., C.F. Moore and D. Robson; Phys.Rev.Lett. 12, 158 (1964)
- 3.) Adams, J.L., W.J. Thompson and D. Robson; Nucl.Phys. 89, 377 (1966)
- 4.) Clausnitzer, G.; Symp. on recent progress in Nuclear Physics with Tandems, Heidelberg 1966
- 5.) Dissertation G. Graw, Mai 1968, Erlangen
- 6.) Dissertation G. Hartmann, Mai 1968, Erlangen
- 7.) Dissertation H.H. Cuno, Juli 1969, Erlangen
- 8.) Segre, E.; Nuclei and Particles, 390 (1966) New York
- 9.) Wienhard, K.; Diplomarbeit, Erlangen 1967
- 10.) Lieb, K.P., J.J. Kent and C.F. Moore; Phys.Rev. 175, 1482 (1968)
- 11.) Clausnitzer G., R. Fleischmann, G. Graw and K. Wienhard; 2<sup>nd</sup> Conference on Nuclear Isospin, Asilomar (1969) in Druck
- 12.) Ellis, J.L. and W. Haeberli; 2<sup>nd</sup> Conference on Nuclear Isospin, Asilomar (1969) in Druck
- 13.) Cosman, E.R., J.M. Joyce and S.M. Shafroth; Nucl.Phys. A108, 519 (1968)
- 14.) Cosman, E.R., H.A. Enge and A. Sperduto; Phys.Rev. 165, 1175 (1968)
- 15.) Auerbach, N; Phys. Lett. 27B, 137 (1968)
- 16.) Cohen, B.L. and O.V. Chubinsky; Phys.Rev. 131, 2184 (1963)

- 17.) Moore, C.F. and G. Terrell; Phys.Rev.Lett. 17, 804 (1966)
- 18.) Ramavataram, S.; Phys.Rev. 135B, 1288 (1964)
- 19.) Legg, J.C., M.A. Crosby and G. Roy; Phys.Lett. 20, 399 (1966)
- 20.) Talmi, I and I. Unna; Nucl.Phys. 19, 225 (1960)
- 21.) Bhatt, K.H. and J.B. Ball; Nucl.Phys. 63, 286 (1965)
- 22.) Vervier, J.; Nucl.Phys. 75, 17 (1966)
- 23.) Talmi, I.; Phys.Rev. 126, 2116 (1962)
- 24.) Moore, C.F., S.A.A. Zaidi and J.J. Kent; Phys.Rev.Lett. 18, 345 (1967)
- 25.) Wurm, J.P., P.v.Brentano, E. Grosse, H. Seitz, C.A. Wiedner, S.A.A. Zaidi; Isobaric Spin in Nuclear Physics 790 (1966)
- 26.) Moore, C.F., C.E. Watson, S.A.A. Zaidi, J.J. Kent and J.G. Kulleck; Phys.Rev.Lett. 17, 926 (1966)
- 27.) Coker, W.R. and C.F. Moore; Phys.Lett. 25B, 271 (1967)
- 28.) Tamura, T. and C.E. Watson; Phys.Lett. 25B, 186 (1967)
- 29.) Clausnitzer, G., G. Graw, C.F. Moore and K. Wienhard; Phys.Rev.Lett. 22, 793 (1969)
- 30.) Zaidi, S.A.A. and P. v. Brentano; Phys.Lett. 23, 466 (1966)
- 31.) Zimanyi, J. and B. Gyarmati; Phys.Lett. 27B, 120 (1968)
- 32.) Schiffer, J.; Isospin in Nuclear Physics, herausgegeben von D. Wilkinson (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, The Netherlands, 1968)
- 33.) Yule, T.J. and W. Haeberli; Nucl.Phys. A117, 1 (1968)
- 34.) Stautberg, M.M., R.R. Johnson, J.J. Kraushaar and B.W. Ridley; Nucl.Phys. A104, 67 (1967)

## **Offsetdruck-Fotodruck**

---

J. Hogl, 8520 Erlangen Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990

---